Untersuchung der Niveaudichten von Cer und Strontium

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

JÜRG DIETER SCHACHER
aus Basel und Escholzmatt (Luzern)

1970

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1971

Untersuchung der Niveaudichten von Cer und Strontium

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

JÜRG DIETER SCHACHER
aus Basel und Escholzmatt (Luzern)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1971

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. R. WAGNER und Dr. P. HUBER.

Basel, den 1. Dezember 1970

Prof. Dr. S. FALLAB
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 44, Heft 4, 1971

Untersuchung der Niveaudichten von Cer und Strontium

Abstract. Neutron time-of-flight spectra resulting from 14-MeV-neutron bombardment of Cerium and Strontium have been observed. Calculations based on the statistical model, using the superconductor and the Fermi gas model for the nuclear level density, well describe the experimental spectra. Two contributions, (n, n') and $(n, 2n)$, were included. Fermi gas level density parameters have been obtained from fitting of the data.

The analysis of the experimental spectra according to Le Couteur and Lang is also discussed.

1. Einleitung

1.1. *Allgemeine Betrachtungen*

Seit der Einführung des Fermigasmodells durch Bethe [1] sind viele Kernmodelle zur Beschreibung der Niveaudichte vorgeschlagen worden. Darunter hatten die Modelle, die den Kern als Fermigas betrachten, aus zwei Gründen den grössten Erfolg:

1. In ihrem Rahmen lassen sich viele Phänomene der Kernphysik erklären.
2. Ihre theoretischen Grundlagen sind klar und einfach.

Allerdings zeigten in letzter Zeit experimentelle Untersuchungen bei einigen Kernen Abweichungen der Niveaudichte-Form vom Fermigas-Verlauf. Bereits Thomson [2], der die Niveaudichte durch inelastische Neutronenstreuung bei Einschussenergien von 4–7 MeV studierte, fand, dass die Energieabhängigkeit der Niveaudichten von Tl und La durch eine konstante Kerntemperatur wiedergegeben werden kann. Ähnliche Experimente von Owens und Towle [3] ergaben für Kerne in der Umgebung abgeschlossener Schalen, z.B. für Cer bei $N = 82$, etwa konstante Kerntemperaturen über einen Bereich der Anregungsenergie von einigen MeV. Man vermutet, dass diese Tatsache durch einen superflüssigen Zustand des Kerns unterhalb einer bestimmten Anregungsenergie erklärt werden kann [4, 5]. Oberhalb dieser Energie soll der Verlauf der Niveaudichte in denjenigen eines Fermigases mit einer etwas geänderten, effektiven Anregungsenergie übergehen.

Um Auskunft über die Niveaudichte eines Kerns zu erhalten, wurden gewöhnlich die folgenden zwei Methoden benutzt:

1. Bei grossen Niveauabständen das Auszählen von Resonanzen in einer Anregungsfunktion.
2. Im Kontinuum die Analyse des Spektrums von Teilchen, die nach der Zwischenkernbildung emittiert werden.

Obwohl die erste Methode die direkte ist, besitzt die zweite den Vorteil, dass sie über einen grossen Bereich der Anregungsenergie angewendet werden kann. Besonders geeignet ist bei der zweiten Methode das Studium der Reaktionen (n, n'), $(n, 2n)$ usw., da bei diesen weder die einfallenden noch die emittierten Teilchen von der Coulomb-Barriere beeinflusst werden. Allerdings tauchen bei Neutronen-Experimenten einige Schwierigkeiten auf, wie zum Beispiel grosser Untergrund, kleine Zählrate und Unsicherheit in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors.

In der vorliegenden Arbeit, welche die Fortsetzung der früheren an unserem Institut durchgeführten Studien [6–10] bildet, soll die Abhängigkeit der Niveaudichte von der Anregungsenergie für Kerne mit magischen Nukleonenzahlen untersucht werden.

1.2. *Inhalt und Gliederung der vorliegenden Arbeit*

Die Elemente Cer und Strontium, die zum grössten Teil aus Nukliden mit magischen Neutronenzahlen bestehen, wurden mit 14,2-MeV-Neutronen beschossen und die unter 90° entstehenden Neutronenspektren mit einem Flugzeitspektrometer registriert. Mit Hilfe des statistischen Modells, in Verbindung mit dem Fermigas- und dem Superflüssigkeitsmodell, beschrieben wir die gemessenen Energieverteilungen und bestimmten auf Grund der besten Anpassung die Niveaudichteparameter und in dem Bereich der Anregungsenergie, in welchem sich der Kern superflüssig verhält, die Kerntemperaturen. Unabhängig davon wurden die Niveaudichteparameter über die Le-Couteur-und-Lang-Beziehung ermittelt.

Im 2. Kapitel beschäftigen wir uns mit den theoretischen Grundlagen für die Auswertung, vor allem mit der Berechnung von Neutronenspektren, die (n, n')- und $(n, 2n)$-Beiträge enthalten. Die experimentellen Hilfsmittel und besonders die an der Apparatur vorgenommenen Verbesserungen werden im 3. Kapitel dargelegt. Das 4. Kapitel zeigt die gemessenen Spektren samt Analyse, während im 5. Kapitel die Auswertungen diskutiert und die Resultate mit experimentellen und theoretischen Werten anderer Autoren verglichen werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. *Berechnung von Viel-Neutronen-Emissionsspektren*

2.1.1. Statistisches Modell

Unter Anwendung des Reziprozitätstheorems für Kernreaktionen und der Annahme der statistischen Zwischenkernbildung erhalten Hauser und Feshbach [11] für die Neutronenemissionswahrscheinlichkeit $W(\varepsilon, E_n)$ die Beziehung

$$W(\varepsilon, E_n) \propto \varepsilon\, \sigma_c(\varepsilon, E)\, \varrho(E)\,. \tag{1}$$

Dabei bedeuten E_n die Energie des einfallenden, ε die Energie des emittierten Neutrons und $\varrho(E)$ die Niveaudichte des Restkerns bei der Anregungsenergie $E = E_n - \varepsilon$. $\sigma_c(\varepsilon, E)$ ist der Wirkungsquerschnitt für die Zwischenkernbildung bei der inversen Reaktion, in welcher der Restkern mit der Anregungsenergie E ein Neutron der Energie ε absorbiert.

2.1.2. Fermigasmodell

Für die Dichte ϱ der Kerniveaus mit dem Drehimpuls der Quantenzahl J als Funktion der Anregungsenergie E liefert das einfache Fermigasmodell [12] mit äquidistanten Einteilchenniveaus und statistischer Kopplung der Einteilchenspins den Ausdruck

$$\varrho(E,\ J) \propto E^{-2}\left\{\exp\left(2\sqrt{a\,E}\right)\right\}(2\,J+1)\exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\,\sigma^2}\right). \tag{2}$$

a ist der Niveaudichteparameter und σ der Spinabschneidefaktor. Formel (2) gilt nur für Anregungsenergien, die grösser sind als die Energiedifferenz der Einteilchenniveaus.

Dieses idealisierte Modell berücksichtigt weder die nicht äquidistanten Schalenmodellniveaus noch die zwischen den Nukleonen auch im Schalenmodell nicht erfassten Restwechselwirkungen, insbesondere die Paarungskraft. In den Arbeiten von Bloch [13] und Rosenzweig [14] wird der erste Punkt diskutiert. Der zweite lässt sich näherungsweise durch eine Verschiebung des Grundzustandes um die von Gilbert und Cameron [15] angegebenen Paarungsenergien

$$P = P(Z) + P(N)$$

berücksichtigen. $P(Z)$ bzw. $P(N)$ ist nur von null verschieden und negativ für eine gerade Anzahl Z von Protonen bzw. N von Neutronen. Anstelle von E setzen wir in Beziehung (2) die effektive Anregungsenergie

$$U = E + P$$

und erhalten somit die Niveaudichteformel nach dem «shifted Fermi gas»-Modell [15].

Da uns im folgenden nur die Energieabhängigkeit der Niveaudichte interessiert, berechnen wir für zwei Fälle $\varrho(E) = \sum_J (2\,J+1)\,\varrho(U,\ J)$:

1. Für kleine J-Werte:

$$\varrho(E) \propto U^{-2}\exp\left(2\sqrt{a'_p\,U}\right). \tag{3}$$

2. Bei Berücksichtigung aller J-Werte:

$$\varrho(E) \propto U^{-5/4}\exp\left(2\sqrt{a''_p\,U}\right). \tag{4}$$

a'_p bzw. a''_p ist der Niveaudichteparameter, wobei der Index p auf die Paarungskorrekturen hindeutet.

Mit Hilfe der analog zur Thermodynamik definierten Temperatur des Kerns

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dE}\ln\varrho(E)$$

findet man die der Formel (3) bzw. (4) entsprechende Zustandsgleichung:

1. $$a'_p = U\left(\frac{1}{T}+\frac{2}{U}\right)^2. \tag{5}$$

2. $$a''_p = U\left(\frac{1}{T}+\frac{5}{4\,U}\right)^2. \tag{6}$$

2.1.3. Superflüssigkeitsmodell

Das Superflüssigkeitsmodell [4, 5, 12] schreibt dem Kern die folgenden Eigenschaften zu:

1. Es existiert eine Phasenübergangsenergie oder kurz Übergangsenergie E_{ph}, d.h. eine bestimmte Anregungsenergie, bei der die Energielücke verschwindet.
2. Oberhalb dieser Anregungsenergie stimmt die Niveaudichte mit derjenigen des «shifted Fermi gas»-Modells überein.
3. Unterhalb dieser Energie ist die Kerntemperatur näherungsweise konstant. Daher kann die Niveaudichte in diesem Bereich durch einen reinen Exponentialansatz approximiert werden.

Zur Ermittlung der Übergangsenergie kann man die von Lewandowski [10, 16] angegebenen Formeln verwenden, die nur die Kenntnis der Paarungsenergien voraussetzen. Für die im unteren Gebiet der Anregungsenergie als konstant angenommene Temperatur T_s setzen wir denjenigen Wert der Kerntemperatur ein, den die Gleichung (5) bzw. (6) bei der Übergangsenergie liefert (vgl. Gilbert und Cameron [15]). Somit zeigt die Niveaudichte in Funktion der Anregungsenergie die folgende Form:

$$\varrho(E) = \begin{cases} k_2\, U^{-n} \exp\,(2\sqrt{a_p\, U}) & \text{für } E \geqslant E_{ph} \\ k_1 \exp\,(E/T_s) & \text{für } E \leqslant E_{ph}\,, \end{cases} \tag{7}$$

wobei k_1 und k_2 Konstanten sind und $n = 2$ bzw. 5/4 ist.

2.1.4. Computerprogramm CONE

Das Computerprogramm CONE (COmpound nucleus Neutron Emission) erlaubt die Berechnung von Zwei- und Viel-Neutronen-Emissionsspektren und der entsprechenden Wirkungsquerschnitte.

Trifft ein Neutron der Energie E_n den Targetkern ${}^{A}_{Z}X$, so entsteht der Zwischenkern ${}^{A+1}_{Z}X$ mit der Anregungsenergie $E_0 = E_n + Q_0$, wobei Q_0 die Bindungsenergie des letzten Neutrons im ${}^{A+1}_{Z}X$-Kern bedeutet. Je nach den Bindungsenergien des letzten Neutrons im ${}^{A}_{Z}X$-Kern, Q_A, und im ${}^{A-1}_{Z}X$-Kern, $Q_B - Q_A$ (Q_B ist die $(n, 3\,n)$-Schwelle), besteht die Möglichkeit zur Emission von nur einem Neutron, von zwei oder drei Neutronen, sofern eine Vier-Neutronen-Emission ausgeschlossen ist. Entsprechend der möglichen Anzahl emittierter Neutronen sprechen wir von einem ein-, zwei- oder dreistufigen Spektrum (siehe Fig. 1).

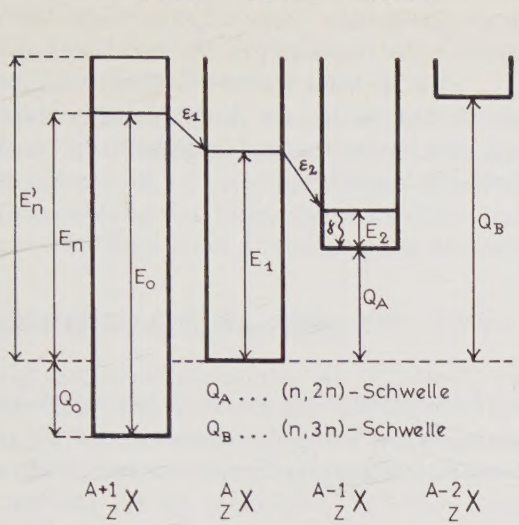
Das Neutronenspektrum $N_1(\varepsilon_1)$ der 1. Stufe ist im Rahmen des statistischen Modells durch die Emissionswahrscheinlichkeit (1) bestimmt:

$$N_1(\varepsilon_1)\, d\varepsilon_1 = \frac{n_1(\varepsilon_1, E_0)\, d\varepsilon_1}{\int\limits_0^{En} n_1(\varepsilon_1, E_0)\, d\varepsilon_1}\,. \tag{8}$$

$n_1(\varepsilon_1, E_0)$ ist gleich

$$n_i(\varepsilon_i, E_{i-1}) = \varepsilon_i\, \sigma_c(\varepsilon_i, 0)\, \varrho(E_i) \tag{9}$$

mit dem Index $i = 1$. Es gilt für die Anregungsenergie E_1 des ${}^{A}_{Z}X$-Kerns der Zusammenhang $E_1 = E_n - \varepsilon_1$. Den in der Beziehung (1) angegebenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_c(\varepsilon, E)$ approximieren wir durch den entsprechenden für den Grundzustand $\sigma_c(\varepsilon, 0)$. Näherungswerte entnahmen wir der Arbeit von Lindner [17].



Figur 1
Emission von Neutronen nach der Zwischenkernbildung.
E_n und E_n' sind zwei Neutronen-Einschussenergien, und ε_1 bzw. ε_2 ist die Energie des vom $^{A+1}_{Z}X$- bzw. $^{A}_{Z}X$-Kern emittierten Neutrons. E_0, E_1 bzw. E_2 bedeutet die Anregungsenergie von $^{A+1}_{Z}X$, $^{A}_{Z}X$ bzw. $^{A-1}_{Z}X$, und Q_0 ist die Bindungsenergie des letzten Neutrons im $^{A+1}_{Z}X$-Kern.

Analog zur 1. Stufe findet man bei der 2. Stufe für eine feste Anregungsenergie E_1 das Teilspektrum

$$N_2(\varepsilon_2,\ E_1)\ d\varepsilon_2 = \frac{n_2(\varepsilon_2,\ E_1)\ d\varepsilon_2}{\int\limits_0^{E_1-Q_A} n_2(\varepsilon_2,\ E_1)\ d\varepsilon_2}\ . \tag{10}$$

$n_2(\varepsilon_2,\ E_1)$ ist gegeben durch Formel (9) mit $i = 2$, wobei E_2 die Anregungsenergie des $^{A-1}_{Z}X$-Kerns bedeutet.

Im folgenden setzen wir voraus, dass ein angeregter Kern immer ein Neutron emittiert, sofern es energetisch möglich ist. Um das gesamte Spektrum der 2. Stufe zu erhalten, muss der Ausdruck (10), multipliziert mit der entsprechenden Belegungsdichte $N_1\ (E_n - E_1)$ (Gleichung (8)), über die Energien $E_1 > Q_A$ integriert werden:

$$N_2(\varepsilon_2)\ d\varepsilon_2 = \left[\int\limits_{Q_A+\varepsilon_2}^{E_n} N_2(\varepsilon_2,\ E_1)\cdot N_1\ (E_n - E_1)\ dE_1\right] d\varepsilon_2\ . \tag{11}$$

Falls maximal zwei Neutronen ausgesendet werden können, ergibt sich das totale Neutronenspektrum bis auf eine Konstante durch Addition der Spektren der 1. (Gleichung (8)) und der 2. Stufe (Gleichung (11)):

$$N(\varepsilon)\ d\varepsilon = \text{konst}\ [N_1(\varepsilon) + N_2(\varepsilon)]\ d\varepsilon\ . \tag{12}$$

Für ein Drei- oder Viel-Neutronen-Emissionsspektrum lassen sich die Berechnungen entsprechend verallgemeinern.

Mit Hilfe der oben hergeleiteten Beziehungen können auch Verhältnisse von Neutronenwirkungsquerschnitten bestimmt werden. Dazu benötigen wir den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n,M}$, der als die Summe der Querschnitte der Reaktionen (n, n'), $(n, 2\,n)$, $(n, 3\,n)$ usw. definiert ist. $\sigma_{n,M}$ kann in vielen Fällen durch die von Lindner [17] berechneten Werte angenähert werden. Unter der Voraussetzung, dass die Neutronenenergie oberhalb der $(n, 2\,n)$-Schwelle Q_A und unterhalb der $(n, 3\,n)$-Schwelle Q_B liegt, gilt zum Beispiel für das Verhältnis

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,M}} = \int_0^{E_n - Q_A} N_1(\varepsilon_1)\, d\varepsilon_1 .$$

Weitere Querschnittsverhältnisse ergeben sich analog aus den entsprechenden Neutronenspektren.

2.2. Beschreibung von Viel-Neutronen-Emissionsspektren nach Le Couteur und Lang

Unter Zugrundelegung des Weisskopfschen Verdampfungsspektrums [18] geben Le Couteur und Lang [19] eine Näherungsformel für das Spektrum einer Neutronenemissionskaskade an:

$$N(\varepsilon)\, d\varepsilon = \text{konst}\ \varepsilon^{5/11} \sigma_c\, (\varepsilon, 0)\, \exp\left(-\frac{12\,\varepsilon}{11\,T_L}\right) d\varepsilon . \tag{13}$$

T_L bedeutet die Kerntemperatur des Targetkerns bei der mittleren Anregungsenergie $\bar{E}_1 = E_n - 2\,T_L$.

3. Experimentelle Hilfsmittel

Das Flugzeitspektrometer ist gegenüber dem bereits von Sobottka et al. [10] beschriebenen nur geringfügig verändert worden (siehe auch [9]).

Die Neutronen mit der Energie von 14,2 MeV werden durch den Beschuss eines Titan-Tritium-Targets (Aktivität 0,08 Ci/cm², Dicke 0,1 mg/cm²) mit 140-keV-Deuteronen (Ionenquelle: Duoplasmatron [7]) erzeugt.

Unter 90° zum Deuteronenstrahl erreichen die bei der $T(d, n)^4He$-Reaktion entstehenden α-Teilchen, welche die eine Zeitmarke für die Neutronen-Flugzeitmessung liefern (Begleitpartikel-Methode), nach einer Strecke von 8 cm eine ungefähr $5 \cdot 10^{-2}$ mm dicke Szintillationsfolie (Photomultiplier: Philips, XP 1020). Eine den Streukörperdimensionen angepasste Blende begrenzt die Folienfläche. Den von Sobottka et al. [10] benutzten Szintillatortyp Naton 136 haben wir durch den entsprechenden verbesserten von Nuclear Enterprises (Schottland) mit der Bezeichnung NE 111 ersetzt. In den früheren Arbeiten wurde auf die Szintillationsfolie eine Aluminiumschicht aufgedampft, um das Eindringen von gestreuten Deuteronen zu verhindern. Anstelle dieser empfindlichen Schicht verwenden wir eine $1{,}25 \cdot 10^{-3}$ mm dicke Nickelfolie (Güte: B)[1]). Die Blende, die in einer durch Abstandsröhrchen gegebenen Distanz von 2 mm von der Szintillationsfolie befestigt ist, dient zugleich als Träger für die Nickelfolie. Die zu den Begleit-α-Partikeln koinzidenten Neutronen treffen in einer Entfernung von 16 cm vom Target auf den zylinderförmigen Streu-

[1]) Lieferant: Chromium Corp. of America, Waterbury, Connecticut, USA.

körper. Nach einem Flugweg von 165 cm erzeugen die unter einem Winkel von 90° vom Streukörper ausgehenden Neutronen in einem weiteren Szintillationszähler (Szintillator: Naton 136, Durchmesser 10 cm, Dicke 12 mm; Photomultiplier: Philips, XP 1040) die zweite Zeitmarke (Startsignal).

Ein Zeit-Impulshöhen-Wandler erlaubt, das Spektrum der Neutronen-Flugzeiten mit einem RCL-Impulsspektrographen (512 Kanäle) zu registrieren. Das Blockschema der Messelektronik ist vereinfacht in der Arbeit von Boschung et al. [9] dargestellt. Die Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers liegt zwischen 1 und 2 ns bei einem dynamischen Bereich der Ausgangssignale des Neutronendetektors von ungefähr 130.

4. Messungen und Auswertung

Cer und Strontium wurden mit 14,2-MeV-Neutronen bestrahlt und die unter 90° entstehenden Neutronenspektren untersucht. Die Streukörper beider Elemente besassen die Form eines Zylinders mit der Länge von 6 cm und dem Durchmesser von 3 cm. Als Zählrate im Stoppkanal wählten wir $4 \cdot 10^4\,s^{-1}$ (α), was einem Targetstrom von ungefähr 0,3 μA entspricht. Die totale Messzeit wurde so festgelegt, dass die statistischen Fehler im mittleren Bereich des Energiespektrums von Cer bzw. von Strontium zwischen 10 und 20% zu liegen kommen (siehe Fig. 3–6). Bei beiden Elementen nahmen wir ungefähr zehn Teilspektren und die entsprechende Anzahl Untergrundspektren auf, wobei eine Einzelmessung sieben Stunden dauerte. Ein Computerprogramm dient zur Umrechnung der Flugzeitspektren auf ein totales Energiespektrum (Kanalbreite: 200 keV) unter Berücksichtigung des Untergrundes und der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Die Energieauflösung ist für 2-MeV-Neutronen ungefähr 50 keV und bei 4 MeV ungefähr 150 keV (vgl. Fig. 3–8).

Die Auswertung der beobachteten Energiespektren erfolgt auf zwei Arten:

4.1. *Auswertung der experimentellen Spektren mit dem CONE-Programm*

Um die Neutronenspektren der untersuchten Elemente mit dem CONE-Programm zu erfassen, genügt es, zwei Stufen zu berücksichtigen. Den Berechnungen ist der Niveaudichte-Verlauf nach dem Superflüssigkeitsmodell (Gleichung (7)) zugrunde gelegt. Da sich der Niveaudichteparameter a_p von einem Kern mit A zu dem mit $A-1$ Nukleonen nur unwesentlich ändern sollte, haben wir für beide Kerne, d.h. in beiden Stufen, den gleichen Wert benutzt. Hingegen erhalten die Kerntemperaturen, T_{s_1} und T_{s_2}, in dem Bereich der Anregungsenergie, in dem sich der Kern superflüssig verhält, für die Kerne ${}^{A}_{Z}X$ und ${}^{A-1}_{Z}X$ (siehe Fig. 1) verschiedene Werte (vgl. Abschnitt 2.1.3.). Der Grund liegt in der Tatsache, dass sich die Paarungsenergie und damit auch die Übergangsenergie von Kern zu Kern ändern. Die für die Auswertung benötigten Grössen sind in Tabelle 1 aufgeführt. Zur Ermittlung eines optimalen Wertes für a'_p bzw. a''_p (vgl. Gleichung (3) bzw. (4)) wird im CONE-Programm die Grösse

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{N^{exp}(\varepsilon_i) - N^{ber}(\varepsilon_i)}{\Delta N^{exp}(\varepsilon_i)} \right\}^2$$

in Abhängigkeit von a'_p bzw. a''_p untersucht. Es bedeuten $N^{exp}(\varepsilon_i)$ den experimentellen Wert der Neutronenverteilung bei der Energie ε_i, $\Delta N^{exp}(\varepsilon_i)$ den dazugehörigen Fehler

Tabelle 1

Im CONE-Programm benutzte Grössen.

Die angegebenen Werte sind für die natürliche Isotopenzusammensetzung gemittelt. Mit * werden magische Zahlen bezeichnet. Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf die entsprechenden Stufen. In der letzten Spalte ($E_{phG}(A)$) ist zum Vergleich der von Gilbert und Cameron [15] angegebene Übergangsenergiebereich aufgeführt.

Element	häufigstes Nuklid (%)	Bindungsenergie [MeV]		Paarungsenergie [MeV]				Übergangsenergie [MeV]		
		Q_A	Q_B	$P_1(Z)$	$P_1(N)$	$P_2(Z)$	$P_2(N)$	E_{ph_1}	E_{ph_2}	$E_{phG}(\overline{A})$
Cer	$^{140}_{58}Ce_{82}$* (88)	8,84	16,12	−1,17	−0,84	−1,17	0	6,26	6,12	5,0–6,2
Strontium	$^{88}_{38}Sr_{50}$* (83)	10,96	19,63	−1,24	−0,92	−1,24	−0,10	6,92	6,62	5,6–7,2

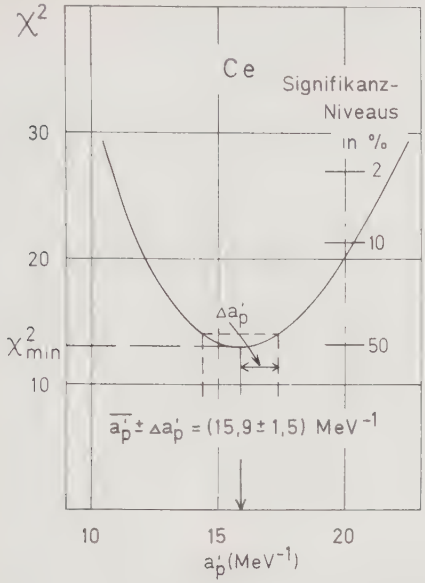
Tabelle 2

Die Grössen wurden durch Anpassung berechneter Spektren an die experimentellen Daten bestimmt.

Die Berechnung der mit ′ bzw. ″ bezeichneten Grössen basiert auf Formel (3) bzw. (4). Der ε-Bereich bedeutet denjenigen Energiebereich im Neutronenspektrum, in dem die Auswertung durchgeführt wurde, und P_{χ^2} ist die Wahrscheinlichkeit, dass bei einer Wiederholung der Messungen eine grössere Abweichung von der erwarteten Verteilung auftritt.

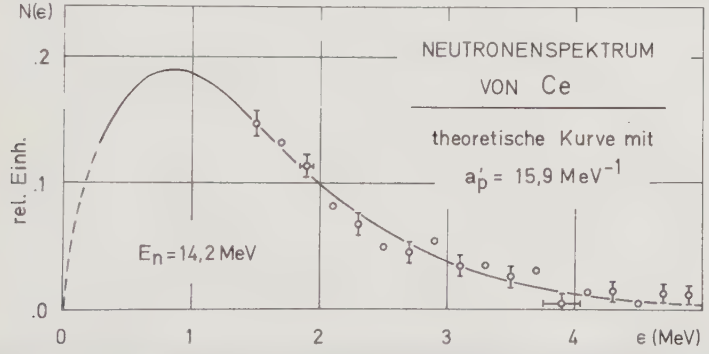
Element	Auswertung nach CONE-Programm										Auswertung nach Le Couteur und Lang [19]			
	a'_p [MeV^{-1}]	T'_{s_1} [MeV]	T'_{s_2} [MeV]	ε-Bereich [MeV]	P_{χ^2} [%]	a''_p [MeV^{-1}]	T''_{s_1} [MeV]	T''_{s_2} [MeV]	ε-Bereich [MeV]	P_{χ^2} [%]	T_L [MeV]	a'_{pL} [MeV^{-1}]	ε-Bereich [MeV]	P_{χ^2} [%]
Cer	15,9 ± 1,5	0,68 ± 0,04	0,72 ± 0,04	1,5 – 4,5	51	13,8 ± 1,4	0,66 ± 0,04	0,71 ± 0,04	1,5 – 4,5	52	1,11 ± 0,07	12,1 ± 1,4	1,5 – 3,7	50
Strontium	14,8 ± 1,9	0,74 ± 0,06	0,77 ± 0,06	1,5 – 4,1	15	13,1 ± 1,8	0,72 ± 0,06	0,75 ± 0,06	1,5 – 4,1	15	1,02 ± 0,09	13,9 ± 2,2	1,5 – 3,3	24

und $N^{ber}(\varepsilon_i)$ den bei ε_i berechneten Wert. Der minimale Wert von χ^2, χ^2_{min}, entspricht der besten Anpassung an das gemessene Energiespektrum und liefert somit einen Zahlenwert für den Niveaudichteparameter. Figur 2, in der χ^2 in Funktion von a'_p dargestellt ist, zeigt als Beispiel eine Analyse der Cer-Daten.

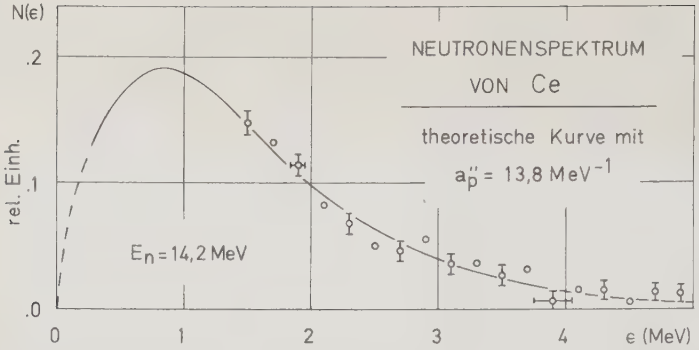


Figur 2
χ^2 in Funktion des Niveaudichteparameters $a'_p \cdot \chi^2_{min}$ legt den in Tabelle 2 angegebenen Wert für a_p' fest.

In Tabelle 2 sind sämtliche mit Hilfe des CONE-Programms erhaltenen Resultate zusammengestellt. Ebenfalls angegeben sind der Energiebereich, in dem die Auswertung durchgeführt wurde, und die Wahrscheinlichkeit P_{χ^2}, dass bei einer Wiederholung der Messungen eine grössere Abweichung von der erwarteten Verteilung auftritt. Figur 3 bzw. 4 zeigt das experimentelle Spektrum von Cer mit angepasster theoretischer Verteilung, basierend auf der Niveaudichteformel (3) bzw. (4). Die entsprechenden Spektren von Strontium geben die Figuren 5 und 6 wieder.

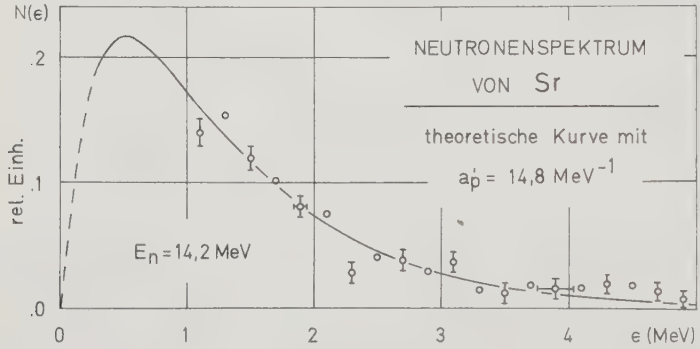


Figur 3
Die Energieverteilung der von Cer emittierten Neutronen bei einer Neutronen-Einschussenergie von 14,2 MeV wird mit einem angepassten theoretischen Spektrum verglichen. Die Berechnung basiert auf dem statistischen, dem Fermigas- (Gl. (3)) und dem Superflüssigkeitsmodell (vgl. Abschn. 2.1.). Der gestrichelte Teil der Kurve deutet an, dass in diesem Gebiet eine γ-Korrektur nach Liskien [20] angebracht wurde.



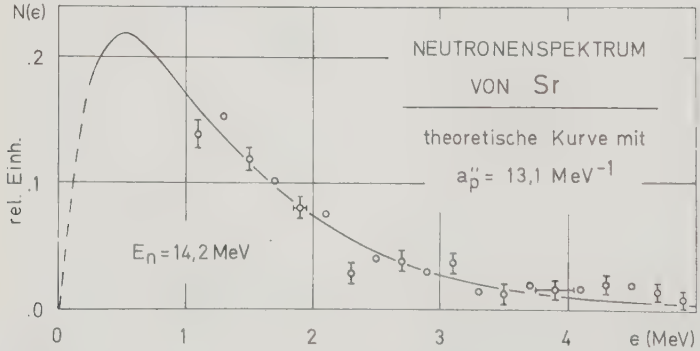
Figur 4

Die Energieverteilung der von Cer emittierten Neutronen bei einer Neutronen-Einschussenergie von 14,2 MeV wird mit einem angepassten theoretischen Spektrum verglichen. Die Berechnung basiert auf dem statistischen, dem Fermigas- (Gl. (4)) und dem Superflüssigkeitsmodell (vgl. Abschn. 2.1.). Der gestrichelte Teil der Kurve deutet an, dass in diesem Gebiet eine γ-Korrektur nach Liskien [20] angebracht wurde.



Figur 5

Die Energieverteilung der von Strontium emittierten Neutronen bei einer Neutronen-Einschussenergie von 14,2 MeV wird mit einem angepassten theoretischen Spektrum verglichen. Die Berechnung basiert auf einem statistischen, dem Fermigas- (Gl. (3)) und dem Superflüssigkeitsmodell (vgl. Abschn. 2.1.). Der gestrichelte Teil der Kurve deutet an, dass in diesem Gebiet eine γ-Korrektur nach Liskien [20] angebracht wurde.



Figur 6

Die Energieverteilung der von Strontium emittierten Neutronen bei einer Neutronen-Einschussenergie von 14,2 MeV wird mit einem angepassten theoretischen Spektrum verglichen. Die Berechnung basiert auf dem statistischen, dem Fermigas- (Gl. (4)) und dem Superflüssigkeitsmodell (vgl. Abschn. 2.1.). Der gestrichelte Teil der Kurve deutet an, dass in diesem Gebiet eine γ-Korrektur nach Liskien [20] angebracht wurde.

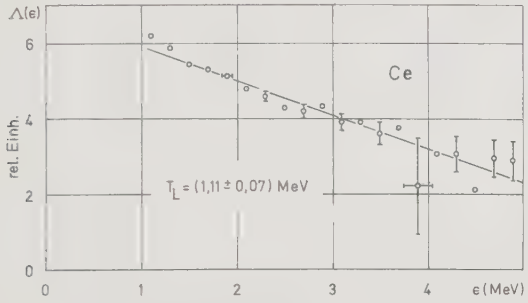
4.2. *Auswertung der experimentellen Spektren nach Le Couteur und Lang*

Durch geeignete Umformung der von Le Couteur und Lang vorgeschlagenen Näherungsformel (13) für das Neutronenspektrum erhält man den linearen Zusammenhang

$$\Lambda(\varepsilon) \equiv \frac{11}{12} \ln \left\{ \frac{N(\varepsilon)}{K_1 \, \varepsilon^{5/11} \, \sigma_c(\varepsilon, 0)} \right\} = -\frac{\varepsilon}{T_L} + K_2 \,, \tag{14}$$

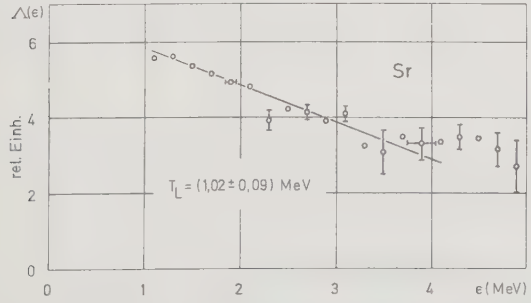
wobei K_1 und K_2 Konstanten sind.

Wird das experimentelle Spektrum entsprechend obiger Beziehung dargestellt, so lässt sich nach der Methode der kleinsten Quadrate ein Wert für die Kerntemperatur T_L ermitteln. Gleichung (5) liefert weiter einen a'_p-Wert (a'_{pL}), wobei für U die effektive Anregungsenergie $U_1 = E_n - 2\,T_L + P$ eingesetzt wird. Die Ergebnisse samt Auswertungsbereich und Wahrscheinlichkeit P_{χ^2} sind für Cer und Strontium in Tabelle 2 aufgeführt, während die an die experimentellen Daten angepassten Geraden in den Figuren 7 und 8 dargestellt sind.



Figur 7

Auswertung der experimentellen Daten von Cer nach Le Couteur und Lang.
Die Methode der kleinsten Quadrate liefert einen Wert für die Kerntemperatur T_L und somit die eingezeichnete Gerade.
$\Lambda(\varepsilon) \equiv \frac{11}{12} \ln \left\{ \frac{N(\varepsilon)}{K_1 \, \varepsilon^{5/11} \, \sigma_c(\varepsilon, 0)} \right\}$ (siehe Gl. (13) und (14)).



Figur 8

Auswertung der experimentellen Daten von Strontium nach Le Couteur und Lang.
Die Methode der kleinsten Quadrate liefert einen Wert für die Kerntemperatur T_L und somit die eingezeichnete Gerade.
$\Lambda(\varepsilon) \equiv \frac{11}{12} \ln \left\{ \frac{N(\varepsilon)}{K_1 \, \varepsilon^{5/11} \, \sigma_c(\varepsilon, 0)} \right\}$ (siehe Gl. (13) und (14)).

5. Diskussion

5.1. *Diskussion der Auswertung*

Die in Tabelle 2 angegebenen Energiebereiche für die entsprechenden Auswertungen haben wir mit einer Ausnahme aus der besten Anpassung an die experimentellen Daten erhalten. Die Ausnahme bildet die Strontium-Analyse nach Le Couteur und Lang. In diesem Fall darf nur bis zu einer Neutronenenergie von 3,3 MeV ausgewertet werden, da oberhalb dieser Energie ein reines (n, n')-Spektrum vorliegt. Es stellt sich heraus, dass ein mittleres Energieintervall von 1,5 bis ungefähr 4 MeV, wie es die Auswertungen liefern, der folgenden Punkte wegen ausgezeichnet ist:

1. Der Wirkungsquerschnitt für die Zwischenkernbildung $\sigma_c(\varepsilon, 0)$ und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors (siehe Sobottka et al. [10]) sind in diesem Bereich nicht stark energieabhängig, d. h. eine Abweichung der wirklichen von den benutzten Werten ändert die Resultate nur unwesentlich.
2. Wie aus den früher an unserem Institut ausgeführten Arbeiten [9, 10] hervorgeht, kann im oben erwähnten Energiebereich auch bei den Elementen Cer und Strontium, die ähnliche Wirkungsquerschnitte wie das von Sobottka et al. [10] untersuchte Holmium besitzen, auf eine Mehrfachstreukorrektur verzichtet werden.
3. Der Einfluss der direkten Wechselwirkung sollte für die untersuchten Neutronenenergien bei einem Streuwinkel von 90° klein sein, da diese Wechselwirkung vor allem solche Neutronen liefert, die nur einen kleinen Teil der ursprünglich vorhandenen Energie verloren haben und vorwärts gestreut werden.

In den Figuren 3–8 sind der statistische Fehler und die Energieauflösung eingezeichnet. Da diese Energieunsicherheit die Resultate nur unbedeutend beeinflussen kann, haben wir in der Auswertung allein den statistischen Fehler berücksichtigt. Die Ergebnisse in Tabelle 2 zeigen für Strontium durchwegs grössere Fehler als für Cer (auch ist bei Strontium P_{χ^2} nur ungefähr 20% gegenüber etwa 50% bei Cer), was auf kleinere Neutronen-Wirkungsquerschnitte des Strontiums zurückzuführen ist.

Um den in unseren Berechnungen benutzten Wert für die Phasenübergangsenergie mit der Literatur vergleichen zu können, ist in Tabelle 1 der von Gilbert und Cameron [15] angegebene Übergangsenergiebereich $(E_{phG}(A))$ aufgeführt. Es stellt sich eine vernünftige Übereinstimmung heraus.

Bei der Auswertung mit dem CONE-Programm haben wir zwei oft in anderen Arbeiten gefundene Niveaudichteformeln (siehe Gleichungen (3) und (4)) verwendet. Erst eine Information über die Drehimpulse der angeregten Kernzustände würde es erlauben, sich auf eine der Beziehungen festzulegen. Mit beiden Ausdrücken können die experimentellen Spektren gleich gut beschrieben werden, wobei sich allerdings die erhaltenen Niveaudichteparameter a'_p und a''_p beträchtlich unterscheiden.

Tabelle 3

Ce- und Sr-Resultate im Vergleich mit Werten aus der Literatur.
Die ersten drei Spalten enthalten die in dieser Arbeit bestimmten Niveaudichteparameter und Kerntemperaturen und die restlichen der Literatur entnommene Werte. Die in Klammern angegebenen Zahlenwerte bedeuten die Neutronen-Einschussenergie.

Element	a_p' [MeV^{-1}]	T_{s_1}' [MeV]	$a_{p'L}$ [MeV^{-1}]	a_{Ne} [MeV^{-1}]	a_{Ab} [MeV^{-1}]	a_{Sa} [MeV^{-1}]	T_{Th} [MeV]	T_{Bu} [MeV]
Cer	15,9 ± 1,5	0,68 ± 0,04	12,1 ± 1,4	15,2	17,2	17,8	0,60 ± 0,07 (5,0; 7,0)	0,74 (6,0)
Strontium	14,8 ± 1,9	0,74 ± 0,06	13,9 ± 2,2	11,1	12,1	8,8	0,80 ± 0,08 (7,0)	–

a_{Ne} Niveaudichteparameter (Schalenmodell-Wert) nach Newton [22] mit $2\alpha = 0{,}084$ (siehe Sobottka et al. [10]).
a_{Ab} Niveaudichteparameter (Schalenmodell-Wert) nach Abdelmalek und Stavinsky [23].
a_{Sa} Niveaudichteparameter (Auswertung nach Le Couteur und Lang) nach Sal'nikov et al. [24].
T_{Th} Kerntemperatur nach Thomson [2].
T_{Bu} Kerntemperatur nach Buccino et al. [25].

5.2. *Vergleich der mit dem CONE-Programm berechneten Niveaudichteparameter mit den nach Le Couteur und Lang ermittelten Werten*

Obwohl die Anpassung an die experimentellen Cer-Daten sowohl bei der CONE- als auch bei der Auswertung nach Le Couteur und Lang gut ist (P_{χ^2} ist ungefähr 50% (siehe Tab. 2)), weichen die daraus gewonnenen Niveaudichteparameter a'_p und a'_{pL} stark voneinander ab. Da aber die Analyse im ersten Fall einen bedeutend grösseren Energiebereich erfasst als im zweiten, liegt die Vermutung nahe, dass sich gemessene Neutronenenergieverteilungen, die lediglich Beiträge aus zwei Stufen enthalten, nur in kleinen Energieintervallen durch das Viel-Neutronen-Emissionsspektrum nach Le Couteur und Lang beschreiben lassen. Diese Annahme wird insofern bekräftigt, als dass die von uns berechnete Energieverteilung einem Maxwell- und nicht einem Le-Couteur-und-Lang-Spektrum entspricht.

Bei Strontium hingegen zeigen die nach den beiden Methoden bestimmten Werte a'_p und a'_{pL}, deren Fehler allerdings grösser sind als bei Cer, gute Übereinstimmung, doch mussten wir uns, wie bereits erwähnt, bei der Analyse nach Le Couteur und Lang auf einen kleinen Energiebereich beschränken. Deshalb können aus den Strontium-Untersuchungen keine Schlüsse auf die Gültigkeit der von den beiden Autoren angegebenen Beziehung zur Beschreibung eines Zwei-Neutronen-Emissionsspektrums gezogen werden.

Es sei noch bemerkt, dass die Zustandsgleichung, die von Le Couteur und Lang [19] der Berechnung von Viel-Neutronen-Emissionsspektren zugrunde gelegt worden ist, eine einfachere Form aufweist als die von uns verwendete Relation (5) (vgl. auch Anufrienko et al. [21]). Daher erscheint uns die Umrechnung von der Temperatur T_L (siehe Gleichung (13)) auf den Niveaudichteparameter a'_{pL} etwas fragwürdig.

5.3. *Vergleich der Resultate mit Werten aus der Literatur*

In Tabelle 3 werden Resultate der vorliegenden Arbeit den experimentellen und theoretischen Werten anderer Autoren gegenübergestellt. Man erkennt, dass bei Cer nur die CONE-Auswertung (a'_p, T'_{s_1}) mit der Literatur gut übereinstimmende Ergebnisse liefert. Bei Strontium ergeben beide Analysen für den Niveaudichteparameter (a'_p, a'_{pL}) höhere Werte als in anderen Arbeiten angegeben sind, während die mit dem CONE-Programm ermittelte Kerntemperatur (T'_{s_1}) nur unwesentlich von dem angeführten Wert von Thomson abweicht.

Meinen Lehrern, Herrn Prof. Dr. R. Wagner und Herrn Prof. Dr. P. Huber, unter deren Leitung die vorliegende Arbeit entstand, danke ich für die Unterstützung und für wertvolle Anregungen.

Für fruchtbare Diskussionen möchte ich Herrn Dr. Z. Lewandowski vom Instytut Fizyki Jadrowej in Krakau, Polen, herzlich danken. Die Ausarbeitung eines Computerprogramms verdanke ich Herrn Dr. St. Grimes. Zu Dank verpflichtet bin ich Herrn H. Weyeneth von der mechanischen und Herrn F. Abt von der elektronischen Werkstatt für die Ausführung mancher Arbeiten und für praktische Ratschläge. Freundlicherweise hat mir Herr A. Patriarca von der BBC in Baden die Oxydkathoden für die Duoplasmatron-Ionenquelle zur Verfügung gestellt.

Der Schweizerische Nationalfonds hat diese Arbeit finanziell unterstützt.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] H. A. Bethe, Phys. Rev. *50*, 332 (1936).
[2] D. B. Thomson, Phys. Rev. *129*, 1649 (1963).
[3] R. O. Owens und J. H. Towle, Nucl. Phys. *A112*, 337 (1968).
[4] D. W. Lang, Nucl. Phys. *42*, 353 (1963).
[5] M. Sano und S. Yamasaki, Prog. theor. Phys. *29*, 397 (1963).
[6] P. Niklaus, P. Huber und R. Wagner, Helv. phys. Acta *34*, 520 (1961).
[7] C. Poppelbaum, P. Huber, Z. Lewandowski, R. Plattner und R. Wagner, Helv. phys. Acta *35*, 733 (1962).
[8] R. Plattner, P. Huber, C. Poppelbaum und R. Wagner, Helv. phys. Acta *36*, 1059 (1963).
[9] P. Boschung, St. Gagneux, B. Hoop, P. Huber, Z. Lewandowski und R. Wagner, Helv. phys. Acta *42*, 225 (1969).
[10] H. Sobottka, St. Grimes, P. Huber, E. Mangold, J. Schacher und R. Wagner, Helv. phys. Acta *43*, 559 (1970).
[11] W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. *87*, 366 (1952).
[12] T. Ericson, Advan. Phys. *9*, 425 (1960).
[13] C. Bloch, Phys. Rev. *93*, 1094 (1954).
[14] N. Rosenzweig, Phys. Rev. *108*, 817 (1957).
[15] A. Gilbert und A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys. *43*, 1446 (1965).
[16] Z. Lewandowski, private Mitteilung, Veröffentlichung erscheint demnächst.
[17] A. Lindner, IKF-17, EANDC(E) 73 «U» (1966).
[18] V. F. Weisskopf, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
[19] K. J. Le Couteur und D. W. Lang, Nucl. Phys. *13*, 32 (1959).
[20] H. Liskien, Nucl. Phys. *A118*, 379 (1968).
[21] V. B. Anufrienko, R. V. Devkin, G. V. Kotel'nikova, Yu. S. Kulabukhov, G. N. Lovchikova, O. A. Sal'nikov, L. A. Timokhin, V. R. Trubnikov und N. I. Fetisov, Soviet Phys. JNP *2*, 589 (1966).
[22] T. D. Newton, Canad. J. Phys. *34*, 804 (1956).
[23] N. N. Abdelmalek und V. S. Stavinsky, Nucl. Phys. *58*, 601 (1964).
[24] O. A. Sal'nikov, N. I. Fetisov, G. N. Lovchikova, G. V. Kotel'nikova, V. B. Anufrienko und B. V. Devkin, Soviet Phys. JNP *4*, 831 (1967).
[25] S. G. Buccino, C. E. Hollandsworth, H. W. Lewis und P. R. Bevington, Nucl. Phys. *60*, 17 (1964).

Curriculum vitae

Am 11. Mai 1941 wurde ich, JÜRG DIETER SCHACHER, Bürger von Basel und Escholzmatt (Luzern), als zweiter Sohn des Emil Schacher und der Erna, geborene Fischer, in Basel geboren. Mein Vater, Sekretär an der Staatskasse Basel-Stadt, starb 1957.

Von 1948 bis 1952 besuchte ich die Basler Primarschule, und nach achtjähriger Schulzeit am hiesigen Realgymnasium bestand ich die Reifeprüfung. Seit dem Frühjahr 1960 studiere ich an der Universität Basel Physik. Nachdem ich im Herbst 1965 das Diplom in Experimentalphysik erlangt hatte, begann ich unter der Leitung der Herren Professoren Dr. P. Huber und Dr. R. Wagner mit der Ausarbeitung meiner Dissertation auf dem Gebiet der Neutronenphysik.

Für meine Ausbildung danke ich den Herren Professoren P. Huber, R. Wagner, K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, W. Becker, H. Dahn, P. Diehl, M. Eichler, H. Huber, P. Leepin, E. Miescher, P. Scherrer, H. Striebel und den Herren Doktoren R. Conzelmann, W. Czaja und H. Rudin.

Im Jahre 1968 verheiratete ich mich mit Heidi Hasler.